

Japanese Patent Laid-open Publication No. HEI 5-273082 A

Publication date : October 22, 1993

Applicant : Hyutoret Pakkado K. K.

Title : POLARIZING MODE DISPERSAL DETERMINING APPARATUS OF
5 OPTICAL APPARATUS AND METHOD THEREOF

[ABSTRACT]

[OBJECT] To generate different polarizing states of a light
ray and determine polarizing mode dispersal in an optical
apparatus by determining a polarizing state to be generated by
10 means of operation on the light ray by the optical apparatus
during an inspection.

[SOLUTION] A polarizing light source 9 generates light rays
provided with three polarizing states sequentially for at least
two wavelengths and the light rays provided with three polarizing
15 states enter in an optical network for each wavelength. Further,
a polarimeter 10 measures the polarizing state, which is
generated by the operation of the foregoing optical network,
for the foregoing three polarizing states and for each wavelength
to calculate the polarizing mode dispersal from the polarizing
20 state, which is measured by the foregoing polarimeter.

[0019]

[EXAMPLE]

Fig. 6 shows a whole view of an example of an apparatus to attain accurate and simple determination of the polarizing dispersal mode, which is configured according to the present invention, with denoted by a reference numeral 8. The apparatus 8 is provided with a light source 9, which is polarized, for transmitting the light ray 1 to an optical apparatus (DUT) 30 during inspection and a polarimeter 10 for receiving a part of the light ray 1 penetrated by DUT. In actual, the polarized light source 9 may be configured by a light source 40 and a polarized synthesizer 50, which is illustrated by dotted lines around the foregoing light elements in Fig.6. For example, the light source 40 may be single or plural solid lasers for generating the light rays having different predetermined wavelengths such as 1300 nanometer and 1302 nanometer. These wavelengths are capable of being achieved by using, for example, a laser, which can be tuned, or it is capable of being achieved by a laser having a wide spectrum or other light sources and a monochrome measurer for selecting a wavelength. Conceptually, it is easier to understand determination of the polarized mode dispersal according to the present invention by explanation in use of two successive light rays. However, in order to illuminate the DUT 30 at the same time by the light ray having a wavelength with a wide spectrum, a light source with a wide spectrum may be used.

Alternatively, in order to select the wavelength to be measured by the polarimeter 10, the monochrome measurer may be used at any position.

[0020]

5 In order to insert three different polarizing elements 50a, 50b and 50c into a passage of the light ray to be generated by the light source 40 and generate three successive polarizing states of the light ray 1, it is preferable that the polarized synthesizer 50 is automated. Alternatively, the polarizing
10 elements 50a, 50b and 50c are preferably configured so as to penetrate a linear polarizing state or they may be selected to penetrate an elliptical polarizing state. Another polarized light generator may be used, which includes a variable frequency wave table or a rotatable frequency wave table.

15

[0039]

 In an apparatus and a circuit network, in which time delay is dominant for a phase change, approximate calculation of an equation (8) and an equation (9) is reasonable even when $\Delta \omega$
20 is large. Further, as another back ground, an effective and compact formula for processing the polarizing property in an optical system was introduced by R. C. Jones during 1941 to 1956. Please refer to "new infinitesimal calculus for processing in optical system, (1) description and study of infinitesimal
25 calculus ", by Jones, R. C., (J. Optical Institute, AM., 31,

1941, p. 488 to 493), "new infinitesimal calculus for processing in optical system (2) demonstration of three basic equivalent propositions", by Jones, R. C., (J. Optical Institute, AM., 31, 1941, p. 493 to 499), "new infinitesimal calculus for processing in optical system (3) Sohncke theory for optical operation", by Jones, R. C., (J. Optical Institute, AM., 31, 1941, p. 500 to 503), (4) "new infinitesimal calculus for processing in optical system", by Jones, R. C., (J. Optical Institute, AM., 32, 1942, p. 486 to 493), "new infinitesimal calculus for processing in optical system (5) more basic formula and another distribution of infinitesimal calculus", by Jones, R. C., (J. Optical Institute, AM., 37, 1947, p. 107 to 110), "new infinitesimal calculus for processing in optical system (6) experimental determination of matrix", by Jones, R. C., (J. Optical Institute, AM., 37, 1947, p. 110 to 112), "new infinitesimal calculus for processing in optical system (7) property of N-matrix", by Jones, R. C., (J. Optical Institute, AM., 38, 1948, p. 671 to 685) and "new infinitesimal calculus for processing in optical system (8) electromagnetic theory", by Jones, R. C., (J. Optical Institute, AM., 46, 1956, p. 126 to 131). A general outline of the infinitesimal calculus by Jones is described in fourth chapter of " polarized light in optics and stereoscopy", by Cregar, D. S., Luis, J. W and Randarl, C. E., (Academic Publication, San Diego, issued in 1990).

[0040]

Generally, Jones introduced a clear mathematical expression to determine experimentally a forward permeability matrix M in the optical apparatus, which is unknown, linear and time fixed ("new infinitesimal calculus for processing in optical system (6) experimental determination of matrix", by Jones, R. C.), (J. Optical Institute, AM., 37, 1947, p. 110 to 112). Such a prescription excludes an optical apparatus for generating a new optical frequency, which is different from the optical frequency of an incident light. Further, Jones vector is not capable of being used for representing a field, of which the light is partly polarized. However, since a light ray from a light source can not be completely paralyzed by a linear polarizing element, the above matter is not a substantial restriction. Further, the matrix of Jones is not capable of representing the extinction of the polarized light of the DUT. However, it is possible to delete an extinction operation of the polarized light by using a light source of a semi monochrome having full long length of connection.

[0041]

According to the infinitesimal calculus by Jones, it is possible to represent an input optical electric field by an electric field vector \hat{v} (having - on a mark v , and so forth) of combined step of 1×2 for specifying completely a phase and a state of a light ray such as a light ray L as shown in Fig. 6, although it has the above mentioned restrictions. Two

combined elements of this vector represent amplitude and a phase of a x component and a y component of the optical electric field, respectively. It is difficult to measure two optical phases since an optical interference measurer is needed. However, it is rather easy to measure a relative phase between a x line and a y line. The Jones vector only including relative phase information is called a Jones vector \hat{v} , which is round down. The \hat{v} and v relate to each other with respect to an optical phase item. In other words, the following angle θ exists.

[0049]

Here, it is assumed that $k = 1, 2$, wholly. In the case that the equation (9) is satisfied, z_1 and z_2 are referred as to an input basis state of polarized light and w_1 and w_2 are referred as to an output basis state of polarized light. The output basis state of the polarized light relates to two groups' delay, $\tau_{g, 1}$ and $\tau_{g, 2}$. It means that an absolute phase ϕ_k of the output basis state of the polarized light changes in accordance with a frequency, in other words, $d\phi_k / d\omega = \tau_{g, k}$.

The input basic state and the output basic state of the polarized light are generally functions of the optical frequency. Also, a group delay difference of the polarizing mode, $\tau_{PMD} = |\tau_1 - \tau_2|$, is basically a function of the optical frequency. An example of a method according to the present invention for determining the polarizing mode in the optical DUT 30 is based on measuring

of the strength of a permeable part of the light ray Δl , which is necessary for introducing the output optical electric field by two wavelength, respectively, calculating a Jones matrix for the optical DUT 30 from the input and output Jones vector and
5 satisfying the Jones vector of the input optical electric field with respect to the three polarizing states, which are identified in each of the two wavelengths. Then, the method according to the present invention determines the polarized mode dispersal in the optical DUT 30 from the calculated Jones matrix. Therefore,
10 it is possible to determine accurately the polarized mode dispersal in the optical DUT 30 and it is possible to decrease actual number of measuring to be performed, so that the determination of the polarized mode dispersal can be performed speedy and easily. Next, the method for determining the
15 polarized mode dispersal according to the present invention will be explained in detail. An example of a method according to the present invention determines the permeable polarized mode dispersal of the optical DUT 30 shown in Fig. 6 in accordance with three successive well-known polarizing states of the light
20 ray 1 in each of the two wavelengths. The output from the light source 40 is connected to the input of the polarized synthesizer 50. This polarized synthesizer is used to convert the polarizing state of the light ray to be generated by the light source 40 in each of the two wavelengths into three predetermined
25 sequential polarizing states, for example, a horizontal, a 60

degrees and a 120 degrees liner polarized light. It is not necessary that the three states of the polarized light have the same strength.

[0050]

5 The output from the polarized synthesizer 50 is connected to the input of the optical DUT 30. The optical DUT 30 has an unknown permeable Jones matrix in each of the two wavelengths. As described later, it is possible to determine the polarized mode dispersal of the optical DUT 30 from this Jones matrix after
10 determining the matrix. According to the method of the present invention, the unknown Jones matrix is calculated from measurement of response of the optical DUT 30 (measurement of a stroke parameter) with respect to the predetermined sequential polarizing states of the light ray line each of the two wavelengths.

15 [0051]

 Considering in more detail, an example of the method for determining the polarized mode dispersal in the optical DUT 30 is illustrated in Fig. 8. As shown in Fig. 8, an example of the method for determining the polarized mode dispersal of the
20 present invention employs the Jones infinitesimal calculus method in the optical DUT 30. In order to employ the Jones infinitesimal calculus method for determining the polarized mode dispersal in the optical DUT 30, it is necessary to know the polarizing state of the light ray 1 in each of the two wavelengths
25 to be transmitted to the optical DUT. Additionally, the light

source 40 may be any one of optical energy sources to generate the light ray 1 in each of the two wavelengths. The light ray to be generated by the light source may have any polarizing state. Further, the light ray to be generated by the light source may include a nonlinear polarized light such as an elliptical polarized light or the light ray which is not polarized, since the polarizing state of the light ray, which is generated from the light source 40 by the polarized synthesizer 50, is capable of being identified securely when the light ray 1 is emitted from the polarized synthesizer. However, in the case that the light source 40 generates the light ray, which is linearly polarized, in each of the two wavelengths, the light source is selected and the polarized synthesizer 50 is sequentially set in such a manner as follows. In other words, the light ray should not be filtered completely (namely, be deleted) by one of settings of the polarized synthesizer depending on the polarizing state of the light ray to be generated from the light source. According to an example of the method of the present invention for determining the polarized mode dispersal in the optical DUT 30, the polarized synthesizer 50 is sequentially set to the three predetermined polarizing states. As a result of that, the light ray 1 to be transmitted to the optical DUT in each of the two wavelengths is capable of having the three predetermined polarizing states in each of the wavelengths as shown by a reference numeral 60 in Fig. 8. For example, the polarized

synthesizer 50 can be set so as to generate sequentially a linear polarizing state at 0 degree, 60 degrees and 120 degrees. Since the polarizing states are identified and these polarizing states are linear, it is possible that the three Jones vectors of the
5 input optical electric field are satisfied in each of the wavelengths as shown by step 60 in Fig. 8.

(19) 日本国特許庁 (J P)

(12) 公開特許公報 (A)

(11) 特許出願公開番号

特開平 5-273082

(43) 公開日 平成 5 年 (1993) 10 月 22 日

| (51) Int. Cl. ⁵ | 識別記号 | 庁内整理番号 | F I | 技術表示箇所 |
|----------------------------|------|---------|-----|--------|
| G01M 11/02 | N | 8204-2G | | |
| G01J 4/04 | Z | 8707-2G | | |

審査請求 未請求 請求項の数 3 (全 17 頁)

(21) 出願番号 特願平 5-32861

(22) 出願日 平成 5 年 (1993) 1 月 28 日

(31) 優先権主張番号 829, 994

(32) 優先日 1992 年 1 月 31 日

(33) 優先権主張国 米国 (U S)

(71) 出願人 590000400

ヒューレット・パカード・カンパニー
アメリカ合衆国カリフォルニア州パロアル
ト ハノーバー・ストリート 3000

(72) 発明者 ブライアン・エル・ヘフナー

アメリカ合衆国カリフォルニア州レッドウ
ッドシティ・ハドソンストリート 925

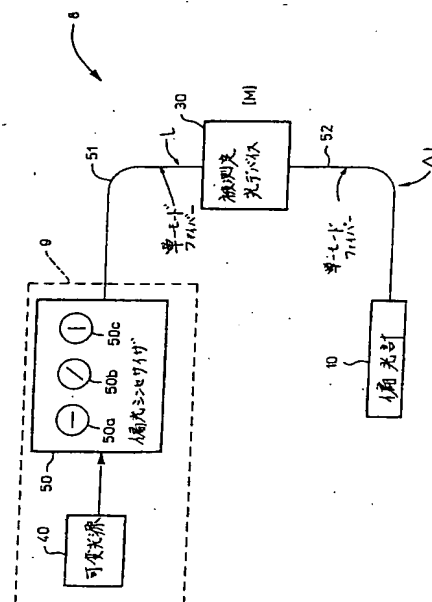
(74) 代理人 弁理士 長谷川 次男

(54) 【発明の名称】 光装置の偏光モード分散判定装置および方法

(57) 【要約】

【目的】 光線の異なる偏光状態を生成し、且つ検査中の光学装置による光線への作用によって生ずる偏光状態を測定することによって光学装置における偏光モード分散を判定する。

【構成】 偏光光源 9 で、少なくとも 2 つの波長毎に、3 つの偏光状態を光線に順次生成し、上記光ネットワークに各波長で上記 3 つの偏光状態を備えた上記光線を入射させ、偏光計 10 で、各波長毎の上記 3 つの偏光状態毎の上記光ネットワークの作用によって生成された偏光状態を測定し、上記偏光計によって測定された偏光状態から偏光モード分散を計算する。



【特許請求の範囲】

【請求項 1】光ネットワークの偏光モード分散判定装置において、

少なくとも 2 つの波長毎に、3 つの偏光状態を光線に順次生成し、上記光ネットワークに各波長で上記 3 つの偏光状態を備えた上記光線を入射させる偏光光源手段と、上記光ネットワークによって伝送され、および光装置から反射された各波長での上記光線の 3 つの偏光状態のそれぞれの部分に反応し、各波長毎の上記 3 つの偏光状態毎の上記光装置の作用によって生成された偏光状態を測定する偏光計と、

上記偏光計によって測定された偏光状態から偏光モード分散を計算する手段と、

からなることを特徴とする光ネットワークの偏光モード分散判定装置。

【請求項 2】光ネットワークの偏光モード分散判定装置において、

少なくとも 2 つの波長毎に、3 つの偏光状態を光線に順次生成し、上記光ネットワークに各波長で上記 3 つの偏光状態を備えた上記光線を入射させる偏光光源手段と、上記光ネットワークによって伝送され、および光ネットワークから反射された各波長での上記光線の 3 つの偏光状態のそれぞれの部分に反応し、各波長毎の上記 3 つの偏光状態毎の上記光ネットワークの作用によって生成された偏光状態を測定する偏光計と、

上記偏光計によって測定された偏光状態から偏光モード分散を計算する手段と、

からなり、上記偏光計は、

波長毎の光軸を備えた上記光線の 3 つの偏光状態のそれぞれを受光、透過し、上記透過光線の強度分布を上記光軸に関しほぼ均一にする光空間フィルタと、

上記透過光線を 4 つに区分する手段と、

上記区分された光線の内、第一の光線の通路上に位置し、該光線に偏光を与える第一の光素子と、

上記区分された光線の内、第二の光線の通路上に位置し、該光線に偏光を与える第二の光素子と、

上記区分された光線の内、第三の光線の通路上に位置し、該光線に偏光を与える第三の光素子と、

4 つの光検出器であって、各光検出器は、上記区分された 4 つの光線のいずれか一つの光線を受光し、該光線の強度の信号を検出するものと、

上記光検出器によって検出された信号から入射光線の偏光を計算する手段と、

からなることを特徴とする光ネットワークの偏光モード分散判定装置。

【請求項 3】被測定光デバイスの伝送・反射応答の一つに基づいて偏光モード分散を判定する方法において、

光電子領域における各波長毎の 3 つのジョーンズ入力ベクトルに対応する少なくとも 2 つの波長毎に順次決定された 3 つの偏光状態を有する偏光光線を生成するステッ

プと、

光デバイスに上記光線を入射させるステップと、

上記光線を 4 つに区分し、該区分された光線の内 3 つの光線を光素子に通過させ、かつ 4 つのすべての光線の強度を測定することによって、波長毎に順次決定された 3 つの偏光状態毎に、上記光線に対する光デバイスの伝送・反射応答の一つを測定するステップと、

上記強度の測定結果からストークスパラメータを計算するステップと、

10 上記ストークスパラメータを光電子領域におけるジョーンズ出力ベクトルに変換するステップと、

各波長毎の上記ジョーンズ入出力ベクトルから上記光デバイスの複素定数内までジョーンズマトリクスを計算するステップと、

上記マトリクスから光デバイス内で偏光モード分散を計算するステップと、

からなることを特徴とする偏光モード分散を判定する方法。

【発明の詳細な説明】

20 【0001】

【産業上の利用分野】本発明は光線の偏光状態を測定するための電子機器の分野に関し、特に検査中の光学装置（すなわち光学系、サブシステム又は部品）による入射光線の偏光状態を検出可能な前記の機器に関する。特に、本発明の一実施例は検査中の光学装置の異なる偏光状態に対する応答特性を確認することによって、光学装置における偏光モード分散を判定するために、検査中の光学装置に所定の波長と偏光状態を有する光線を入射させる方法と装置を提供するものである。

30 【0002】

【従来の技術】光学装置がより複雑になり、例えば光ファイバ・テレコミュニケーションにおいて光学装置への用途が急増すると共に、光学装置の特性を正確に測定することが一層重要になっている。光入力及び光出力を有する任意の光学装置の基本的な仕様は偏光分散である。分散とは光パルスが光透過媒体を伝播する際に、光パルスが時間の経過と共に拡散する傾向を示す基本用語である。幾つかの種類の分散は光ファイバで測定することができる。例えば、色分散が生ずる原因は異なる波長の光が異なる速度で進行し、その結果、有限スペクトルの光周波数から成るパルスが光ファイバに沿った伝播により、時間の経過と共に次第に鮮鋭ではなくなることによるものである。同様に、偏光モード分散が生ずる原因は、異なる偏光が異なる速度で進行することがあるからである。偏光モード分散によって光ファイバ透過リンクにおいて活用できる透過帯域幅が限定されることがある。

【0003】従来は偏光モード分散を測定する技術の一つには図 1 に示し、且つ K. 望月、Y. 波平及び H. 若林著「長い単一モード・ファイバにおける偏光モード分

散の測定」(Elect. Lett. 1981年17号、153-154 ページ)に記載されたミヘルセン干渉計に類似した装置が含まれる。結合長さが短い光源からの光線は鏡、偏光子及びビーム分割器を通して向けられ、それによって可変的な相対時間遅延を有する2つの直交偏光を備えた光線の発生が可能になる。これらの2つの偏光は装置の入力の周辺偏光状態と一致するように検査中の装置内に放射される。装置を出た光線は出力の周辺偏光状態の中間を向いた偏光子を通過し、その後で検出される。それによって2つの直交信号の間の相互相関が検出器における光の干渉しまから明らかになる。検査中の装置における偏光モード分散によって最大可視度に対応する遅延のシフトが生じ、この時間シフトは τ_{PMD} である。

【0004】しかし、この技術には幾つかの欠点がある。この技術が有効であるには偏光の基本状態を知るか、発見しなければならないが、装置はそれ自体では基本状態を探索しない。更に、結合長さが短いことが必要であることはスペクトルが広くなることを意味する。当該の検査装置の多くは波長によって強く左右される基本状態と τ_{PMD} を有しており、この技術を用いてこのような装置を簡単に測定することはできない。何故ならば、光源の結合長さが短いことが必要であることはスペクトルが広いことを意味するからである。

【0005】偏光モード分散の第2の測定技術には同調可能な光源と、偏光計とが必要である。2つの参考文献、N. S. ベルガーノ、C. D. ボール及びR. E. ワグナー著「多数の縦モード・レーザを使用した長い単一モード・ファイバにおける偏光分散の研究」(IEEE J. 光波技術., LT-5, 1987年1618-1622ページ)及びD. アンドレシアーニ、F. カーティ、F. マテラ及びB. ダイノ著「低い複屈折の地球ファイバ・ケーブルにおける偏光の基本状態管のグループ遅延差の測定」(光学Letter., 1987年12号、844-846ページ)に記載されているこれらの技術が図2及び図3にそれぞれ載録されている。偏光の出力状態が測定され、ポインカー球上にディスプレイされる。光源が周波数範囲に亘って同調されると、偏光の出力状態が球上の弧をトレースする。基本状態と τ_{PMD} とが周波数範囲に亘って全く一定であるものと想定すると、周辺状態は弧の中心に、又、直径方向の反対側に位置し、 $\tau_{PMD} = \alpha / \Delta\omega$ である。ここに α は $\Delta\omega$ によって分離された2つの偏光出力状態の間の弧であり、 α は偏光の2つの基本状態を結ぶ軸を中心にして測定される。

【0006】この技術にも幾つかの欠点がある。この場合もこの技術が有効であるためには偏光の基本状態が発見されなければならない。基本状態を発見するには時間がかかり、自動化が極めて困難である。 τ_{PMD} が特定の周波数範囲に亘って小さいならば、トレースされた弧はその中心を示すには小さすぎ、この技術は利用できなく

なる。

【0007】C. D. ボール著「無作為モードの結合を利用した単一モード・ファイバにおける偏光モード分散の測定」(光学Letter., 1989年14号、523-525ページ)に記載の偏光モード分散を測定するための第3の技術には図4に載録されているような装置が含まれている。使用時には、単色計によって選択される光周波数の関数として光電流が測定される。上記の参考文献を引用すると、ボール氏は「〔偏光〕分散が定常的且つエルゴディックである場合は、透過スペクトルの極端の密度は全体的な平均遅延時間 $\langle\tau_{PMD}\rangle$ と直接的に関連する。」このような想定のもとで、全体的な平均遅延時間は下記の数式(1)によって得られる。

【0008】

【数1】

$$\langle\tau_{PMD}\rangle = \pi \lim_{\Delta\omega \rightarrow \infty} \frac{N}{\Delta\omega}, \quad (1)$$

【0009】ここにNは光電流と光周波数のプロットの区間 $\Delta\omega$ で観察される極端の数である。この技術は偏光モード分散が定常的且つエルゴディックである場合にしか適用できないという欠点を有している。これらの条件は長い単一モード光ファイバにおける偏光モード分散を測定する場合に満たされることが多いが、例えばビグテル絶縁体や集積光学素子のような素手への装置又は回路の場合に全般的に満たされる訳ではない。しかも、条件が満たされた場合でも、この技術は偏光の基本状態を示すものではなく、測定された $\langle\tau_{PMD}\rangle$ の値における分解能は低い。

【0010】最後に、C. D. ボール、N. S. ベルガーノ、R. E. ワグナー及びH. J. シュルテ著「147 Kmの海底光波ケーブルにおける偏光分散及び基本状態」(IEEE J. 光波技術., LT-6, 1988年、1185-1190ページ)は図5に示した装置を使用している。この装置は偏光制御装置が同調可能な光源と検査中の装置、この場合は147 Kmのケーブルとの間に挿入されることを除けば、その機能の点では図2及び図3に関して前述した技術と同一であることに留意されたい。この文脈では、偏光制御装置は単一モードの光ファイバのループ構造であり、これは手動調整してその偏光の変形を変更することができ、それによってユーザーはループにより変更不能な偏光の度合いの制約の中で、所望の任意の偏光状態をループの出力にて生成することができる。この点に関してはH. C. ルフェブル著「単一モードのファイバ分散波装置及び偏光制御装置」(Elect. Letter., 16号、1980年刊、778-780 ページ)を参照されたい。

【0011】使用時には、光源は導関数 $ds_1/d\omega$ の近似値を測定するように同調され、ここに s_1 は検査中の装置の出力において偏光状態を表す正規化されたストーク

ベクトルである。次に偏光制御装置は偏光の新たな出力状態 s_2 を生成するように調整され、光源は $ds_2/d\omega$ の近似値を測定するように正確に同じ範囲に亘って再同調される。偏光モード分散の所望の特性は下記の数式(2)から得られるベクトル q から導出することができる。

【0012】

【数2】

$$q = \frac{\frac{ds_1}{d\omega} \times \frac{ds_2}{d\omega}}{\frac{ds_1}{d\omega} \cdot s_2} \quad (2)$$

【0013】出力周辺状態を表す正規化されたストーク・ベクトル p は $P = \pm q / |q|$ 、及び $\tau \text{PMD} |q|$ によって得られる。しかし、この技術には s_1 又は s_2 が出力周辺状態の一つに近く、又方程式(2)での相互積の値が小さい場合は q の計算に大きい誤差が生ずるという欠点がある。従って、例えば光学装置の設計中に異なる偏光状態への光学装置の応答特性をアクセスできるように、検査中の光学装置における入射光線の種々の偏光状態への偏光モード分散の判定を促進する方法と装置が必要である。更に、このような偏光モード分散の判定は校正され、正確且つ迅速に達成できると共に、実施が簡便であることが望ましい。

【0014】

【発明が解決しようとする課題】本発明の課題は光学装置における偏光モード分散を判定できるように、光線の異なる偏光状態を生成し、且つ検査中の光学装置による光線への作用によって生ずる偏光状態を測定することができる機器を提供することである。本発明の別の課題は波長の大部分の範囲に亘ってこのような偏光モードを判定する機器を提供することである。本発明の更に別の課題は、測定システムにおける不都合な分散的な要素の作用の校正が簡便な、偏光モード分散を判定するための機器を提供することである。

【0015】

【課題を解決するための手段】本発明の一実施例は偏光された光源を使用して検査中の光学装置における偏光モード分散を判定する方法と装置を提供するものであり、前記光源は各々の波長毎に少なくとも2つの光波長と、少なくとも3つの偏光状態とを有し、且つ偏光計を備えている。本発明の一実施例に従った方法は、3つのジョーンズ入力ベクトルに対応する3つの連続する偏光状態の第1の光波長を有する光線を供給し、第1の光線を光学装置に入射させ、透過、又は反射した光線の偏光状態を測定することによって、試験中の光学装置の第1の入射光線に対する応答を測定するものである。この偏光状態は透過、又は反射した光線を4つの光線に分割し、そのうちの3つの光線を光学素子を通して通過させ、且つ光検出機構によって4つの光線全ての輝度を測定するこ

とによって測定可能である。次にこのプロセスが第2の光波長を有する第2の入射光線において反復される。次に上記の測定結果からストークのパラメタが計算され、ジョーンズ出力ベクトルへと変換される。次に検査中の光学装置でのジョーンズ・マトリクスが各々の波長にて複素定数内で計算される。その後、これらのマトリクスから検査中の光学装置における相対的偏光モード分散を判定することができる。

【0016】光源は偏光シンセサイザに接続されることが好ましく、このシンセサイザは、光源によって生成される異なる波長を有する光線の各々の偏光状態を3つの周知の偏光状態、例えば水平、6.0度、及び12.0度の直線偏光状態に順次変換するために使用される。偏光の3つの状態は強度が同じである必要はない。偏光シンセサイザによって作成された光線は未知のジョーンズ・マトリクスを有する検査中の光学装置に送られる。光線は検査中の光学装置に入射され、各々の光線の透過、又は反射部分は偏光状態を測定する偏光計に向けられる。偏光計は光出力を測定する必要はない。検査中の光学装置は開放光線内に配置することができる。あるいは、単一モード光ファイバで接続することもできる。

【0017】偏光計では、受光された光線の部分は4つの光線に区分され、3組の光学素子によって処理される。第1の光学素子は水平直線偏光子であり、第2の光学素子は第1の光学素子に対して光軸を中心に45度の偏光方向を有する直線偏光子であり、第3の光学素子は円形の偏光子である。第4の光線の測定によって全入射強度と比例する正規化係数が得られ、それによって4つの全てのストーク・パラメタの判定が可能になる。2つの光線の各々の受光部分は空間的フィルタとして機能する単一モード光ファイバを経て偏光計に入る。前記空間的フィルタは他の光学素子と並んで偏光計内の光線の受光部分の位置と調心とを制御する。

【0018】各々の光線毎に偏光シンセサイザによって生成される判明した3つの順次の入力偏光状態は各々の光線毎に3つのジョーンズ入力ベクトルを生ずる。各光線の3つの順次の偏光状態のそれぞれに対する光学装置の応答のストーク・パラメタは対応する3つのジョーンズ出力ベクトルに変換される。次に検査中の光学装置の各光線に回答するジョーンズ・マトリクスがジョーンズ入力及び出力ベクトルからの複素定数内まで計算される。最後に、検査中の光学装置についてのこれらのマトリクスから偏光モード分散を判定することができる。

【0019】

【実施例】本発明に従って校正され、正確且つ簡便な偏光モード分散の判定を達成するための機器の一実施例が図6に参照番号8を付して全体的に示されている。機器8は光線1を検査中の光学装置(DUT)30へと送るための偏光された光源9と、DUTによって透過される光線1の部分を受光する偏光計10とを備えている。実

際には、偏光された光源 9 は光源 40 と、図 6 において前記の素子の周囲に点線で示した偏光シンセサイザ 50 とから成ることができる。例えば、光源 40 は 1300 ナノメートルと、1302 ナノメートルのような異なる所定の波長の光線を生成する単数又は複数の固体レーザであることができる。これらの波長は例えば同調可能なレーザを用いて達成可能であり、あるいは広いスペクトルを有するレーザ又はその他の光源と、波長を選択する単色計とを用いて達成できる。概念的には、本発明に従った偏光モード分散の判定は 2 つの連続する光線を用いて説明される方が理解し易いが、広いスペクトルの波長を有する光線で DUT 30 を同時に照明するために広いスペクトルの光源を使用することができ、偏光計 10 によって測定されるべき波長を選択するために測定連鎖の何れかの位置で単色計を使用することができる。

【0020】3つの異なる偏光子 50a, 50b 及び 50c を光源 40 によって発生される光線の経路内に挿入し、光線 1 の 3 つの順次の偏光状態を生成するために、偏光シンセサイザ 50 は自動化されることが好ましい。偏光子 50a, 50b 及び 50c は直線的な偏光状態を透過することが好ましいが、あるいは楕円形の偏光状態を透過するようにも選択することができる。可変又は回転周波板を含む別の偏光発生器を使用することもできる。

【0021】図 7 に示すように、図 6 に示した DUT 30 によって透過される光線 $\Delta 1$ の部分は光線の空間的フィルタリングを行う単一モード光ファイバ 11 を経て偏光計 10 に入る。判明している偏光のわずかに 2 つの基準光線を使用することによる、入力光ファイバ 11 に起因する偏光状態の歪みを修正するための校正方法は 1991 年 9 月 6 日に出願され、本件出願人に譲渡され、その内容の全体が本明細書に参考文献として組み込まれている係属中の米国特許出願連続コード/連続番号第 07/755,931 号に記載されている。

【0022】光学偏光計 10 は入力光ファイバ 11 がその範囲に亘って単一モードの伝播を支持する波長の範囲で動作することができる。例えば、コーニング・グラス社製の 1.3 ミクロンの透過用の標準型の長距離テレコミュニケーション用ファイバは 1.2-1.6 ミクロメートルの波長範囲に亘って単一の伝播モードを支持することができる。

【0023】光線 $\Delta 1$ は独自に移動できる象限 12a, 12b, 12c, 及び 12d へと区分された集束おう面鏡 12 へと進行する。偏光計 10 の効率と精度は入力光ファイバ 11 の空間的フィルタリング機能によって増強され、前記の入力光ファイバによって光線 $\Delta 1$ は確実に象限 12a-12d の間に反復的に配分される。集束おう面鏡 12 は図 7 に示すように光線を 4 つの別個の光線へと分割する。4 つの光線はそれらの経路に異なる光学素子を配置できるように充分に分離される。これらの光

線は " $\Delta 1a$ ", " $\Delta 1b$ ", " $\Delta 1c$ " 及び、" $\Delta 1d$ " と呼ばれる。

【0024】" $\Delta 1b$ " の符号を付した光線は水平の偏光軸を有する直線偏光子 14 を通過する。光線 " $\Delta 1c$ " は直線偏光子 14 に対して光軸を中心に 45° だけ角度を持つ偏光軸を有する直線偏光子 15 を通過する。光線 " $\Delta 1d$ " は $1/4$ 波板 17 を通過し、その後で直線偏光子 15 と同じ方向を向いた直線偏光子 16 を通過する。この組合せは円形偏光子である。最後に、光線

10 " $\Delta 1a$ " はその経路に光学素子を有していない。

【0025】4つの光線 " $\Delta 1a$ " - " $\Delta 1d$ " はそれぞれの光検出機構 18, 19, 20 又は 21 に入射し、ほぼ吸収される。各光検出機構 18-21 は吸収された光エネルギーの強度に比例する電気信号を生成する。光検出機構 18 は振幅 T の信号を生成し、光検出機構 19 は信号 H を生成し、光検出機構 20 は信号 F を生成し、光検出機構 21 は信号 C を生成する。偏光計 10 の測定周波数は光検出機構 18-21 の周波数応答によってのみ限定され、これは 1 GHz を容易に超えることができ

20 る。

【0026】集束おう面鏡の各象限 12a-12d は場合に応じて直接的に、又は光学素子 14-17 を経て前記おう面鏡に入射する光線 $\Delta 1$ を対応する光検出機構 18-21 に集束するように調整される。鏡の象限部分 12a-12d の調整機構は、本発明の分野の専門家には容易に構成できるので図示しない。光検出機構 18-21 によって作成される電気信号はアナログ-デジタル変換回路を有するマイクロプロセッサ 27 に伝送される。光検出機構 18-21 によって作成される電気信号の振幅は図 6 に示した DUT 30 によって透過される光線 $\Delta 1$ の部分のストーク・パラメタを判定するために利用することができる。本明細書の説明目的で、ストーク・パラメタの定義は M. ボーン及び E. ヴォルフ著の公知の論文「光学の原理」(パーガモン・プレス第 4 版、ロンドン、1970 年刊、30-32 ページ)に基づくものである。これらのパラメタは符号 " s_0 ", " s_1 ", " s_2 " 及び " s_3 " で示され、光学素子 14-17 の周知の構造と、光検出機構 18-21 によって測定された強度に基づくこれらの 4 つの数量の全ての仕様が光線 $\Delta 1$ の偏光状態を決定する。光検出機構 18-21 によって生成される電気信号 T, H, F 及び C は下記の方程式によるストーク・パラメタに関連するものである。

【0027】

【数 3】

$$s_0 = T; \quad (3)$$

【0028】

【数 4】

$$s_1 = 2H - T; \quad (4)$$

【0029】

【数5】

$$s_2 = 2F - T; \quad (5)$$

【0030】

【数6】

$$s_3 = 2C - T. \quad (6)$$

【0031】ストーク・パラメタ s_0 は単に全光線強度である。ストーク・パラメタ s_1 、 s_2 及び s_3 は方程式 (4) - (6) を用いて光検出機構 18-21 によって生成される電気信号から定められる。偏光の度合いは次の方程式によって表される。

【0032】

【数7】

$$D = \frac{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}{s_0} \quad (7)$$

【0033】このような計算は図7に示したマイクロプロセッサ27によって自動的に行うことができる。本発

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \frac{d\phi(\omega_0)}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{d^2\phi(\omega_0)}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (7-1)$$

【0036】ここに $\phi(\omega)$ の導関数は見積もられる前に ω_0 で導出される。 ω_0 からの変化が小さい場合は、下記の一次近似式が適用される。

【0037】ここに $d\phi/d\omega$ にはグループ遅延の名称が与えられ、 τ_g の項が置き換えられる。グループ遅延は場合によっては伝播遅延とも呼ばれるが、その理由は、それが当該の回路網又は装置をパルスが伝播する際

$$H(\omega) = \sigma(\omega) \exp[i\phi(\omega_0) + i\tau_g(\omega - \omega_0)], \quad (8)$$

【0039】となる。時間遅延が位相変化の支配的な機構である装置と回路網では、方程式 (8) と (9) の近似計算は $\Delta\omega$ が大きい場合でも妥当である。更に別の背景として、光学系における偏光特性の処理のための有効且つコンパクトな定式が1941-1956年の間にR. C. ジョーンズによって導入された。ジョーンズ、R. C 著「光学系処理のための新しい微積分学。(1) 微積分学の解説と検討」(J. 光学協会、AM, 31、1941年488-493ページ)「光学系の処理のための新しい微積分学。(2) 3つの基本的等価定理の証明」(J. 光学協会、AM, 31、1941年493-499ページ)「光学系の処理のための新しい微積分学。(3) 光学的作用のSohncke理論」(J. 光学協会、AM, 31、1941年500-503ページ)「光学系の処理のための新しい微積分学。(4) (J. 光学協会、AM, 3

明に従った偏光モード分散を判定する方法は任意の光学系に適用される。以下の説明上の目的で、図6に示したDUT30における偏光モード分散の判定をDUTを通る光線1の透過の測定に限定して説明する。あるいは、透過の測定の代わりに、後に簡略に説明するように光線分割器又は指向性結合器を用いて反射の測定を行うこともできる。

【0034】背景として、偏光が問題ではないマイクロ波回路網、及び偏光が変化しないことが判っている回路網では、信号をベクトルではなくスカラーとして表すことができる。この場合は、直線の、時間不変装置又は回路網は複合周波数応答 $H(\omega)$ によって特徴付けられ、これは入力周波数スペクトル $x(\omega)$ を出力スペクトル $y(\omega)$ と関連付けて、 $y(\omega) = H(\omega)x(\omega)$ となるようにする。周波数応答の大きさと位相は $H(\omega) = \sigma(\omega) \exp[i\phi(\omega)]$ と表記することによって分離することができ、ここに σ と ϕ は ω の実関数である。 ϕ は ω_0 に関するテイラー級数において下記のように拡張することができる。

【0035】

【数8】

に、 ω_0 に近い周波数成分から成るパルスに起因する時間遅延であるからである。入力スペクトルが周波数範囲に亘って一定である特別な場合には後に利用され、 $x(\omega) = x(\omega + \Delta\omega)$ となり、且つ、

【0038】

【数9】

40

2、1942年486-493ページ)「光学系の処理のための新しい微積分学。(5) より基本的な定式と別な微積分学の解説」(J. 光学協会、AM, 37、1947年107-110ページ)「光学系の処理のための新しい微積分学。(6) マトリックスの経験的な判定」(J. 光学協会、AM, 37、1947年110-112ページ)「光学系の処理のための新しい微積分学。(7) N-マトリックスの特性」(J. 光学協会、AM, 38、1948年671-685ページ)「光学系の処理のための新しい微積分学。(8) 電磁理論」(J. 光学協会、AM, 46、1956年126-131ページ)を参照されたい。ジョーンズの微積分学の概要はクリガー、D. S.、ルイス、J. W.、及びランダー、C. E. 著「光学及びステレオスコープにおける偏光光線」(アカデミック出版、サンディエゴ、1990年刊)の第4章に記載され

50

ている。

【0040】一般に、ジョーンズは未知の、直線的な、時間不変の光学装置の順方向透過マトリクスMを経験的に判定するための明確な数式を導入した。(ジョーンズ、R. C 著「光学系処理のための新しい微積分学、

(6) マトリクスの経験的な判定」(J. 光学協会、AM, 37, 1947年110-112ページ)このような限定は入射光線の光学的周波数とは異なる新たな光学的周波数を生成する光学装置を排除するものである。更に、ジョーンズ・ベクトルは部分的に偏光したフィールドを表すために用いることができない。しかし、光源からの光線は直線偏光子によって完全に偏光されることができるので、このことは実質的な制約にはならない。更に、ジョーンズのマトリクスはDUTの偏光の消滅を表すことができない。しかし、偏光の消滅作用は十分に長い結合長さを有する準単色の光源を仕様することによって除

$$y(\omega + \Delta\omega) = \frac{H(\omega + \Delta\omega)}{H(\omega)} y(\omega) = \frac{\sigma(\omega + \Delta\omega)}{\sigma(\omega)} e^{i\tau\omega} y(\omega). \quad (9)$$

【0043】光学DUT30のような光学DUTは複合的2×2の行列によって表される。入力光学電界における光学DUTの作用は光線Δ1の透過部分を表す出力電界ベクトルを得るために電界ベクトルと光学DUTを表す行列とを乗算することによって見出される。光学電界の全位相のトラックを保持するためには、透過行列Hat M (記号Mの上に^の記号を有するもの。以下、同様)を利用することが必要である。このHat Mは光学DUT30を経た任意の位相遅延の作用を備えている。この場合もHat Mの測定は困難であるが、それは干渉計を使用する必要があるからである。一方、相対的な位相情報だけを含む切捨てられたジョーンズ・行列Mの測定は比較的簡単である。ジョーンズ・ベクトルの場合のように、行列Hat MとMとの相関は光学位相項によって表される。

【0044】

【数11】

$$\hat{v} = e^{i\theta} v. \quad (10)$$

【0045】一般に、光学装置又は回路網を表すジョーンズ・行列は光学ラジアン周波数 $\omega = 2\pi c/\lambda$ の関数であることができ、ここにcは光線の速度であり、λは波長である。下記の方程式(12)で表されるように、光学

$$v_{out}(\omega) = \hat{M}(\omega) v_{in} \text{ and } v_{out}(\omega) = M(\omega) v_{in}. \quad (12)$$

【0049】ここに全体としてk=1、2であるものと想定されている。方程式(9)が満たされる場合は、z1及びz2は偏光の入力基本状態と呼ばれ、w1及びw2は偏光の出力基本状態と呼ばれる。偏光の出力基本状態は2つのグループ遅延 τg_1 及び τg_2 と関連し、これは偏光の出力基本状態の絶対位相 ϕ_k は周波数に応じて変化すること、すなわち $d\phi_k/d\omega = \tau g_k$ 、kである

去することができる。

【0041】上記のような制約があるものの、ジョーンズの微積分学は、図6に示した光線Lのような光線の位相と状態を完全に特定する1×2の複合した段の電界ベクトルHat v (記号Vの上に^の記号を有するもの。以下、同様)によって入力光学電界を表すことができる。このベクトルの2つの複合要素は光学電界のx及びy成分の振幅と位相をそれぞれ表す。2つの光学的位相の測定は、光学的干渉計が必要であるので困難であるが、xとy線分間の相対的位相の測定は比較的簡単である。相対的な位相情報だけを含むジョーンズ・ベクトルは切捨てたジョーンズ・ベクトルvと呼ばれる。Hat vとvは光学的位相項によって関連している。すなわち、下記のような角度θが存在する。

【0042】

【数10】

20 装置又は回路網がジョーンズ・行列の周波数に準拠していることによって、出力ジョーンズ・ベクトルを導出することができ、これは入力ジョーンズ・ベクトルが一定に保たれている場合でも、光学周波数が変化すると変化する。

【0046】

【数12】

$$\hat{M} = e^{i\theta} M. \quad (11)$$

【0047】偏光が原因である損失を呈する任意の回路網にとって、2つの入力ジョーンズ・ベクトルZkがあることが判明しており、その結果、出力ジョーンズ・ベクトルwk = M(ω) Zk (k=1、2の場合)は光学周波数の小さい範囲に亘って第1次まではωに左右されない。C. D. ホール、R. E. ワグナー著「長い単一モード・ファイバにおける偏光分散に対する現象的アプローチ」(Elect Lett., 22, 1986, 1029-1030ページを参照のこと。)wkにおいて第1次周波数依存性が欠如していることは、次のように表される。

40 【0048】

【数13】

ことを意味している。偏光の入力及び出力状態は一般に光学周波数の関数である。偏光モードのグループ遅延差 $\tau_{PMD} = |\tau_1 - \tau_2|$ も基本的には光学周波数の関数である。光学DUT30での偏光モードを判定するための本発明に従った方法の一実施例は、2つの波長のそれぞれで出力光学電界を導出するために必要な光線Δ1の透過部分の強度測定を行い、且つ入力及び出力ジョーン

ズ・ベクトルから光学DUT30用のジョーンズ・行列を計算し、2つの波長のそれぞれにおける3つの判明している偏光状態についての入力光学電界のジョーンズ・ベクトルを満たすことに基づくものである。その後で、本発明の方法は計算されたジョーンズ・行列から光学DUT30における偏光モード分散を判定する。それによって、光学DUT30における偏光モード分散の正確な判定が可能であると共に、実行しなければならない実際の測定回数を減らすことができ、従って迅速且つ簡便である。次に本発明の偏光モード分散の判定方法をより詳細に説明する。本発明に従った方法の一実施例は2つの波長のそれぞれにおいて光線1の3つの連続的な周知の偏光状態に応じて図6に示した光学DUT30の透過の偏光モード分散を判定するものである。光源40の出力は偏光シンセサイザ50の入力に接続され、この偏光シンセサイザは2つの波長のそれぞれにおいて光源40によって発生される光線の偏光状態を、3つの所定の順次的な偏光状態、例えば水平、60°、及び120°の直線偏光へと変換するために使用される。偏光の3つの状態は同じ強度である必要はない。

【0050】偏光シンセサイザ50の出力は光学DUT30の入力に接続される。光学DUT30は2つの波長のそれぞれにおいて未知の透過ジョーンズ・行列を有している。後に示すように、光学DUT30における偏光モード分散は行列を定めた後はこのジョーンズ・行列から判定することができる。本発明の方法に従って、未知のジョーンズ・行列は2つの波長のそれぞれにおける光線1の所定の順次的な偏光状態に対する光学DUT30の応答の測定（ストーク・パラメタの測定）から計算される。

【0051】より詳細に考察すると、光学DUT30において偏光モード分散を判定する方法の一実施例が図8に示されている。上記の図に示すように、光学DUT30において偏光モード分散を判定する本発明の方法の一実施例はジョーンズ微積分法を利用している。光学DUT30において偏光モード分散を判定するためにジョーンズ微積分法を利用するには、光学DUTに送られる2つの波長の各々における光線1の偏光状態を知ることが必要である。しかも光源40は2つの波長の各々において光線1を発生する任意の光学的エネルギー源のいずれでもよく、光源によって発生される光線は任意の偏光状態を有することができる。それには、楕円状に偏光した光線のような非直線的に偏光した光線、又は偏光しない光線が含まれる。その理由は、偏光シンセサイザ50によって、光源40から発生された光線は、光線1が偏光シンセサイザを出る時にその偏光状態が確実に判明するからである。しかし、光源40が2つの波長の各々で直線的に偏光した光線を発生する場合は、光源の選択と、偏光シンセサイザ50の順次のセッティングは次のように行わなければならない。すなわち、光源により発生され

る光線の偏光状態によって、偏光シンセサイザのセッティングの一つにより光線の完全なフィルタリング（すなわち消去）が行われないようにされなければならない。光学DUT30において偏光モード分散を判定するための本発明の方法の一実施例に従って、偏光シンセサイザ50は3つの所定の偏光状態に順次設定され、その結果、2つの波長の各々において光学DUTに送られる光線1は図8の参照番号60で示すように、各々の波長で3つの所定の偏光状態を有することができる。例えば、偏光シンセサイザ50は0°、60°及び120度で直線的な偏光状態を順次生成するようにセットすることができる。偏光状態が判明しているので、又、それらの偏光状態が直線的であるので、3つの入力光学電界のジョーンズ・ベクトルは図8の段階60で示すように各々の波長において満たされることができる。すなわち、

【0052】

【数14】

$$\frac{dw_x}{d\omega} = \frac{dM(\omega)}{d\omega} z_x = 0, \quad (13)$$

20 【0053】ここに、 $i = 1, 2$ は2つの波長に対応し、 $j = 1, 2, 3$ は偏光シンセサイザ50の3つの順次的な設定に対応し、 θ_{ij} は目下の設定における偏光状態に対応した角度である。2つの波長の各々での順次の3つの所定の入力偏光状態を有する光線1は、図8の参照番号62で示すように大気（開放光線）を経て、又は光ファイバ51を経て光学DUT30に送られる。光学DUT30は2つの波長の各々での順次の3つの所定の入力偏光状態の各々の設定により生成される光線1の偏光状態に作用する。

30 【0054】前述のように、光学DUT30における偏光モード分散は、光学DUTの偏光が消去されている場合はジョーンズ微積分法を用いて正確に判定することはできない。しかし、光学DUT30の偏光の消去による作用は極めて狭い幅のスペクトル線を用いることによって、すなわち、十分に長い結合長さの準単色の光源をもちいることによって、又は単色計と組み合わせた広いスペクトルの光源40を用いることによって除去することができる。光学DUT30の偏光モード分散は方程式(14)によって得られる3つの順次的な判明している入力電界ジョーンズ・ベクトルと、下記のように2つの波長の各々における3つの所定の順次的な入力偏光状態に対する光学DUTの、測定された3つの応答とから判定することができる。光学DUT30を通した透過の場合は、2つの波長での偏光シンセサイザ50により生成された光線1のそれぞれの偏光状態は光学DUTに入射する。その結果として生ずる2つの波長の各々での光線1の部分の偏光状態は光学DUT30を順次出で、開放光線又は光ファイバ52を経て偏光計10に送られる。図8の参照番号64で示されるように、光学偏光計10は前述のとおりストークのパラメタを測定し、それから光学

DUT30により生成された光線 Δl の3つの順次的な偏光状態のそれぞれを計算することができる。

【0055】光学偏光計10は偏光計によって受光された光線Δ1の3つの順次の偏光状態のストーク・パラメータを測定し、図8の参照番号66によって示すように、対応するストーク・ベクトルを計算する。これは2つの

$$q_{ij} = \begin{bmatrix} \cos \theta_{ij} \\ \sin \theta_{ij} \end{bmatrix},$$

【 0 0 5 7 】ここに、 $i = 1, 2$ は2つの波長に対応し、 $j = 1, 2, 3$ は偏光シンセサイザ50の3つの順次的な設定による光線 $\Delta 1$ の3つの順次的な設定に対応する。この行列は光学素子14-17の存在によって規定される偏光計10の機器の行列であり、H、T、C及びFは光検出機構18-21により生成される電気信号である。実際には、機器行列は光学素子14-17の不完全さと、光検出機構18-21の間での光線 $\Delta 1$ の一樣ではない分布の結果、方程式(15)に示したものと異なる場合があり、従って判定されなければならない。ジョーンズ微積分は光学電界のx及びy成分の間に相対位相情報が存在する場合に限り光学DUT30の偏光モード分散を判定するために利用できる。偏光モード分散を判定するための本発明の方法はストーク・ベクトル S_{ij} が光学電界のx及びy成分の間に相対位相情報が含まれることを認識する。従って、ストーク・ベクトルは図8の参照番号68に示すように2つの波長の各々での偏光シンセサイザ50の3つの順次的な設定の各々について出力電界のジョーンズ・ベクトルへと変換されることができる。これは前述の米国特許連続出願コード第07/755、931号に記載されているとおりである。更に、前述の米国特許連続出願コード第07/755、931号に記載されているとおり、図8の参照番号70に示すように所望の行列Mを計算することができる。

【0058】測定はノイズと僅かな合成誤差を伴って行われることを考えると、行列Mの最も正確な計算は、2

$$S_{ij} = \begin{pmatrix} S_{ij0} \\ S_{ij1} \\ S_{ij2} \\ S_{ij3} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 2 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 2 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 2 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} H_{ij} \\ T_{ij} \\ C_{ij} \\ F_{ij} \end{pmatrix} \quad (15)$$

【0061】ルトリクスAの固有値Cnは特性方程式det(A - cI) = 0の平方根によって得られ、ここにIはAと同じ次元の識別行列である。上記の方程式(16)から、行列A' = aAは固有値acを有することが判り、(ここにaは複素定数である。)完全な偏光子ではない任意の光学装置又は回路網を表すジョーンズ・行列は単数ではない複合した2×2行列によって表すことができ、且つ、このような行列は2つの非ゼロ固有値C1及びC2(基本的に複素数である。別個である必要は50

波長の各々における光線 Δl の各々の受光された偏光状態毎に図7に示す信号H、T、C及びFを測定することによって達成される。3つの順次的な所定の入力偏光状態におけるストーク・ベクトルは下記のとおりである。

【 0 0 5 6 】

【数 1.5】

(14)

10 つの波長の各々での所定の3つの順次的な入力偏光状態が互いにポインケ球上で互いにできる限り離れている場合に可能になる。それによって、偏光の3つの順次的な入力状態の下記のような好ましい選択ができる。楕円の偏光状態を生成するよりも、任意の波長での直線的な偏光状態を生成するほうが容易であるので、偏光の入力状態は3つの直線的な偏光子をほぼ偏光状態が消去されているか、又は円形に偏光されている光線へと連続的に挿入することによって生成することが好ましい。それによって偏光の3つの順次的な入力状態の出力はほぼ等しいものに制約され、最も正確な測定が達成される。従って、相対角度 0° 、 60° 及び 120° での直線的な偏光子50a、50b及び50cは、次のように選択されることが好ましい。すなわち、ジョーンズ入力ベクトル $\hat{H}at \ v \ in$ により規定される3つの順次的な偏光入力状態はポインケ球上の大きい円上で 120° の間隔を隔ててある。すなわちできる限り遠い位置にある。

【0059】次に本発明の方法の一実施例に従って行列Mから光学DUT30での偏光モード分散の判定することを理解するのに必要な一次代数による幾つかの技術を簡単に説明する。 $n \times n$ の行列をAとすると、下記の方程式(16)である場合は、次元nの非ゼロ・ベクトルbは固有値cに対応するAの固有ベクトルであるということができる。

[0 0 6 0]

【数 16】

ない。)を有することが判る。

【0062】ここで、図6に示した光学DUT30のような光学素子又は回路網における偏光モード分散を判定するために、同調可能な光源40が偏光シンセサイザ50の入力に接続される。このシンセサイザは光源によって生成される光線の偏光状態を、例えば水平、60°及び120度の直線のような3つの判明している偏光状態に変換するために使用される。偏光シンセサイザ50の出力は短い長さの単一モード光ファイバ51を経て光学

DUT30に向けられる。この光ファイバは無視できる範囲の偏光モード分散しか誘導しないものと想定される。光学DUT30の直線的な光学特性はジョーンズ・行列 $M(\omega)$ によって表される。光学DUT30の出力は短い長さの単一モード光ファイバ52を通して偏光計に向けられる。この場合も光ファイバは無視できる範囲の偏光モード分散しか誘導しないものと想定される。あるいは、光学DUT30は偏光シンセサイザ50と偏光計10との間に配置され、シンセサイザをでる光線はほぼ標準が合わせられて、光ファイバ導波管を用いる必要なく光学DUTを通して偏光計へと伝播するようにされる。

【0063】所定の任意の光周波数 ω_n において、偏光シンセサイザ50は偏光の3つの刺激状態を生成し、偏光計10はそれに対応する3つの応答状態を測定する。前述の米国特許連続出願コード第07/755、931号に記載されている技術を用いて、切捨てられたジョーンズ行列 $M(\omega_n)$ は2つの波長の各々における前述の測定に基づいて判定される。その結果、図8に示す段階70で行列 M を判定した後、図8に示す段階72で次のように光学DUT30での偏光モード分散を判定することができる。偏光の基本状態の概念を一般化して、偏光によって透過が左右される光学装置又は回路網、すなわち装置又は回路網を透過する光出力が偏光の入力状態に左右される光学装置又は回路網を含めることもできる。偏光に左右されない透過の場合は、偏光の基本出力状態はジョーンズ・ベクトル $w_k = M(\omega) z_k$ ($k=1, 2$) によって表され、これは小さい範囲の光周波数に亘る第1次まで周波数に左右されない。より一般的な偏光に左右される損失又は利得を有する光学装置及び回路網

$$w_k(\omega + \Delta\omega) = \frac{\sigma(\omega + \Delta\omega)}{\sigma(\omega)} w_k(\omega) \quad \text{for } z_k(\omega + \Delta\omega) = z_k(\omega), \quad (17)$$

【0068】方程式(18)と方程式(9)の類似性は明瞭であり、唯一の相違は方程式(18)が2つの出力基本状態のジョーンズ・ベクトルの性質を表していることである。このベクトルの各々はグループ遅延 $\tau_{g,1}$ 、又は $\tau_{g,2}$ を伴って回路網を通して伝播される。方程式(18)は入力

$$w_k(\omega + \Delta\omega) = \frac{\sigma(\omega + \Delta\omega)}{\sigma(\omega)} e^{i\tau_{g,k}\Delta\omega} w_k(\omega) \quad \text{for } z_k(\omega + \Delta\omega) = z_k(\omega). \quad (18)$$

【0070】ここで新たな一対の行列が定義される。

【0071】

$$\hat{M}(\omega + \Delta\omega) z_k(\omega) = \frac{\sigma(\omega + \Delta\omega)}{\sigma(\omega)} e^{i\tau_{g,k}\Delta\omega} \hat{M}(\omega) z_k(\omega). \quad (19)$$

【0072】次に方程式(19)に M^{-1} を乗算すると次が得られる。

$$\hat{M}'(\omega, \Delta\omega) = \hat{M}^{-1}(\omega) \hat{M}(\omega + \Delta\omega) \quad \text{and} \quad M'(\omega, \Delta\omega) = M^{-1}(\omega) M(\omega + \Delta\omega). \quad (20)$$

の場合は、一対の入力ジョーンズ・ベクトルが加えられ、これは回路網を透過した後、出力ジョーンズ・ベクトル $w_k = M(\omega) z_k$ ($k=1, 2$) を生成する。その方向は小さい範囲の光周波数に亘る第1次まで周波数に左右されない。(同じ方向で一群のベクトルは増倍定数内で全て同一である。)そこで z_k と w_k は一般化された基本的な偏光の入力及び出力状態であり、この場合も光周波数の関数である。小さい周波数範囲 $\Delta\omega$ に亘って出力ジョーンズ・ベクトルの方向が変わらないことは、次の方程式によって表される。

【0064】

【数17】

$$cb = Ab.$$

(16)

【0065】ここに電界透過振幅 $\sigma(\omega)$ は ω の実関数であり、回路網が偏光に左右される損失又は利得を生ずる場合に起こり得る透過の変化を考慮したものである。方程式(17)によって表される一般化された偏光の基本状態も又、2群の速度 $\tau_{g,1}$ 、 $\tau_{g,2}$ に関連する。すなわち、偏光の出力基本状態の絶対位相 ϕ_k は次のように周波数と共に変化する。 $d\phi_k/d\omega = \tau_{g,k}$

【0066】方程式(17)に絶対位相情報を付加するために、出力基本状態の光学的位相 w_k が周波数と共に変化する態様を示すために位相項を組み入れる必要がある。グループ遅延を定義することによって、この変化は $e^{i\tau_{g,k}(\omega - \omega_0)}$ によって第1次まで表される。全ジョーンズ・ベクトル \hat{w}_k (記号 w の上にこの記号を有するもの。以下、同様)を用いて方程式(17)次のように書き換えることができる。

【0067】

【数18】

出力関係 $\hat{w}_k = \hat{M}(\omega) z_k$ と組み合わせることができ、下記が得られる。

【0069】

【数19】

【数20】

【0073】

【数21】

【0074】 $M'(\omega, \Delta\omega) z_k(\omega)$ は位相係数 θ によって $M'(\omega, \Delta\omega) z_k(\omega)$ と相関し、この係数は ω と $\Delta\omega$ の双方の関数であるので、方程式 (21) は次

$$M'(\omega, \Delta\omega) z_k(\omega) = \frac{\sigma(\omega + \Delta\omega)}{\sigma(\omega)} e^{i\tau_{g,k} \Delta\omega} z_k(\omega). \quad (21)$$

【0076】方程式 (16) と比較すると、偏光の入力基本状態 $z_k(\omega)$ は下記の方程式によって得られる固有値と関連する $M'(\omega, \Delta\omega)$ の固有値であることが判

$$M'(\omega, \Delta\omega) z_k(\omega) = \frac{\sigma(\omega + \Delta\omega)}{\sigma(\omega)} e^{i\tau_{g,k} \Delta\omega + \theta(\omega, \Delta\omega)} z_k(\omega). \quad (22)$$

【0078】任意の複素数 x は $x = a e^{ib}$ の形式で表すことができ、ここに a と b は実数であり、 b は x の独立変数であると定義することができる。すなわち $\text{Arg}(x) = b$ である。最後に、偏光モード分散のグループ遅延差 $\tau_{\text{PMD}} = |\tau_{g,1} - \tau_{g,2}|$ は $\Delta\omega$ と $M'(\omega, \Delta\omega)$

$$c_k = \frac{\sigma(\omega + \Delta\omega)}{\sigma(\omega)} e^{i\tau_{g,k} \Delta\omega + \theta(\omega, \Delta\omega)}. \quad (23)$$

【0080】これは図8の参照番号72に示すとおりである。図6に示す光学DUT30のような光学装置又は回路網における偏光モード分散を測定するために本発明の方法を利用する際に、少なくとも2つの連続する光周波数 ω_n 、 $n = 1, 2, \dots, N$ において光学装置DUTのジョーンズ行列 $M'(\omega)$ を測定するために図6にく示した装置が使用される。 ω_n から ω_{n+1} 迄の光周波数の範囲において、偏光の一般化された入力基本状態は固有ベクトル $M'(\omega_n, \omega_{n+1} - \omega_n)$ によって表され、偏光分散モードのグループ遅延差は方程式 (24) によって表され、ここに C_k は同じ行列の固有値である。 N が2以上である場合は、偏光の基本状態とグループ遅延差が各々の連続する光周波数区間毎に判定され、従って入力と出力の偏光基本状態の周波数依存性と、グループ遅延差を直接的に判定することができる。各々の周波数毎のジョーンズ行列が測定プロセスの一部として判定されるので、偏光の出力基本状態は簡単に $w_k, n=M(\omega_n) z_k, n$ であるものと判明する。

【0081】偏光モード分散は透過測定のために図9に示す計器を用いて反射測定によっても判定することができる。図9に示した素子9'、10'、30'、51'及び52'は図6に示した素子9、10、30、51及び52とそれぞれ対応している。唯一の相違点は光線1が指向性の光学結合器100によって光学DUT30'に送られ、光線1の一部が図6に示すように光学DUT30によって偏光計10へと透過されるのではなく、偏光計10'に送られる光線1の一部が反射光線であることである。従って、透過と反射の双方の測定を、本発明に従った偏光モード分散を判定するための方法の範囲内にあるものと見ることができる。

【0082】要約すると、光学DUT30又は30'における偏光モード分散は図8に示すように判定することができる。いずれの場合も、行列 M' が判定される。最

のように表すことができる。

【0075】

【数22】

る。

【0077】

【数23】

ω の固有値の独立変数とを用いて次のように表すことができる。

【0079】

【数24】

後に、ある種の測定上の形態学において、偏光モード分散を示す多くの装置及び(又は)回路網を連結して連鎖を形成することができる。ここで本発明に従って上記の連鎖を達成する態様を説明する。

【0083】図10は3つの分散型光学装置又は回路網DUT A、DUT B及びDUT Cの連鎖を示している。点線の矢印はDUT A、及びDUT Bを経て、指向性結合器100'へと向かうジョーンズ行列を示している。行列DはDUT A、及びDUT Bを経て、指向性結合器100'へと向かう偏光の変換を示している。行列EはDUT C(光学装置又は当該の回路網)を経て接続部2へと向かう偏光の変換を示している。行列FとGは接続部1と2に向かう偏光の変換をそれぞれ示している。

【0084】DUT Cの偏光モード分散を判定するために、連鎖を経たジョーンズ行列は幾つかの信号挿入点から、DUT Cの直前と直後の点までで判定されなければならない。ジョーンズ行列は少なくとも2つの光波長のそれぞれについて判定されなければならず、この例では明瞭にするために正確に2つの周波数 ω_1 及び ω_2 を考慮することにする。このシステムは最初に接続1が行われるように構成され、次に行列積FDが2つの光波長で定められる。次にシステムは接続2が行われるように構成され、次に行列積GEDが同じ2つの波長にて定められる。接続光ファイバと関連する(例えばF及びGにおける)偏光モード分散はDUT Cにおける偏光モード分散と比較して無視できるものと想定される。この仮定はほぼ $(\omega_1) = F(\omega_2)$ であり、ほぼ $G(\omega_1) = G(\omega_2)$ であることを意味している。測定された行列の下記の積とその逆の場合を考えてみる。

【0085】

【数25】

$$\tau_{PMD} = |\tau_{g,1} - \tau_{g,2}| = \frac{|Arg[c_1] - Arg[c_2]|}{\Delta\omega}, \quad (24)$$

【0086】単一ではない行列をRとすると、行列 $Q' = R^{-1}QR$ はQと等しいということが出来る。同じ行列は同じ固有値を有することが判る。D(ω_2)をRの代わりに置き換えると、方程式(25)から M'' は $M' = E^{-1}(\omega_1) \cdot E(\omega_2)J$ 等しいことが判る。 M'' の固有値Ckを有する方程式(24)の $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ を用いて、 τ_{PMD} が連鎖内の別の素子の分散作用とは関わりなくDUT Cだけについて得られる。

【0087】連鎖内の一つの素子に於ける分散作用を遮断するために、幾つかの信号挿入点から、当該の素子の直前と直後の点までの2つの波長におけるジョーンズ行列を測定するだけで充分である。2つの光周波数を1と2を付して表記すると、偏光シンセサイザ50'から当該の素子の直前の点までのジョーンズ行列をB1及びB2と呼ぶことができ、偏光シンセサイザから当該の素子の直後の点までのジョーンズ行列をA1及びA2と呼ぶことができる。次に、遮断された当該の素子と関連する τ_{PMD} の値が方程式(24)から定めることができ、ここにCkは $M'' = B2^{-1}B1A1^{-1}A2$ の固有値である。要約すると、偏光モード分散は図6に示すように検査中の光学装置又は回路網を通る透過に基づいて判定することができる。更に、図9に示すように分析用の反射信号の一部を分割するために光線分割器又は指向性結合器を使用することによって光学装置又は回路網からの反射における偏光モード拡散を測定することができる。これらの偏光モード分散の判定は図2のマイクロプロセッサ27によって行うことができる。

【0088】これまでの説明は主として例示する目的で出されたものである。検査中の光学装置における偏光モード分散を測定する方法と装置の種々の実施例を説明してきたが、下記の特許請求項の範囲と趣旨を逸脱することなく、多くのその他の偏光と修正が可能であることが専門家には明らかであろう。例えば、図7に示した集束おう面鏡12の代わりに光線分割器と、これに関連する視準及び集束レンズとを入れ換えることができる。偏光計の好ましい実施例を示したが、ジョーンズ行列を判定するためのストーク・パラメタを測定するために種々の偏光測定装置のいずれかを使用することができる。従って、本発明に従った偏光モード分散を判定する方法と装置はここに記載した特定の測定装置に限定されるものではない。更に、反射特性の測定は図9及び図10にそれぞれ示した指向性光学結合器100又は100'の代わ

りに光線分割器を用いても行うことができる。従って、本発明の範囲は添付の特許請求項によってのみ限定されるものである。

【0089】

【発明の効果】以上の如く本発明によれば、光学装置における偏光モード分散を判定できるように、光線の異なる偏光状態を生成し、且つ検査中の光学装置による光線への作用によって生ずる偏光状態を測定することができる。さらに、本発明は波長の大部分の範囲に亘ってこのような偏光モードを判定でき、また測定システムにおける不都合な分散的な要素の作用の校正が簡便におこなえる。

【図面の簡単な説明】

【図1】従来の偏光モード分散測定装置の一例を示す図である。

【図2】従来の偏光モード分散測定装置の一例を示す図である。

【図3】従来の偏光モード分散測定装置の一例を示す図である。

【図4】従来の偏光モード分散測定装置の一例を示す図である。

【図5】従来の偏光モード分散測定装置の一例を示す図である。

【図6】本発明の一実施例を示す図である。

【図7】図6における偏光計の一例を示す斜視図である。

【図8】本発明における偏光モード分散を決定する方法を示すフローチャートである。

【図9】本発明の他の実施例を示す図である。

【図10】本発明の更に他の実施例を示す図である。

【符号の説明】

9：光源

10：偏光計

11：光ファイバー

12：集束凹面鏡

18～21：光検出機構

27：マイクロプロセッサ

30：DUT

40：光源

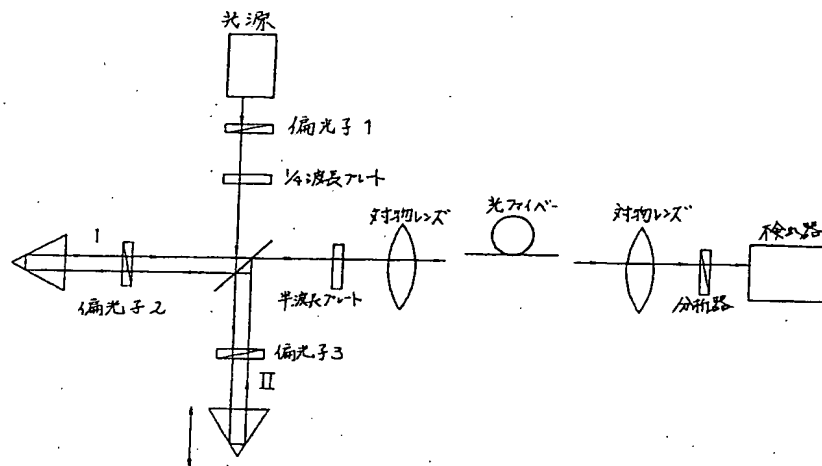
50：偏光シンセサイザー

50a、50b、50c：偏光子

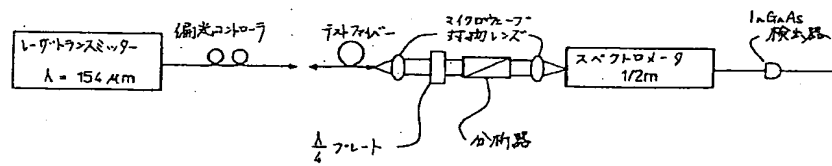
【数26】

$$[FD(\omega_2)]^{-1}[FD(\omega_1)][GE(\omega_1)D(\omega_1)]^{-1}[GE(\omega_2)D(\omega_2)] \\ = D^{-1}(\omega_2)E^{-1}(\omega_1)E(\omega_2)D(\omega_2) = M'' \quad (25)$$

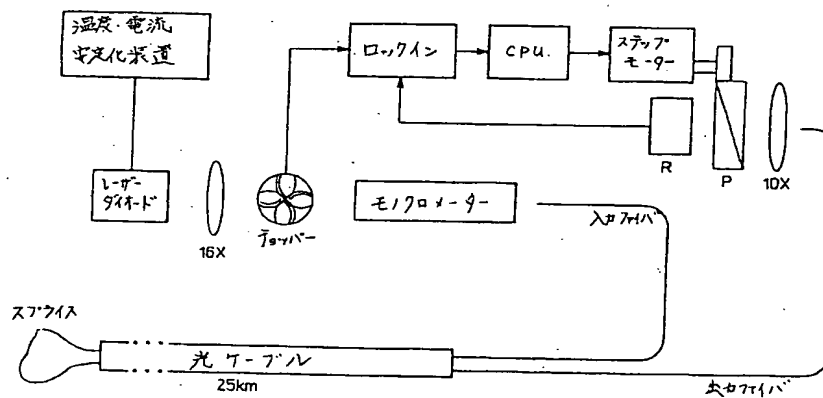
【図1】



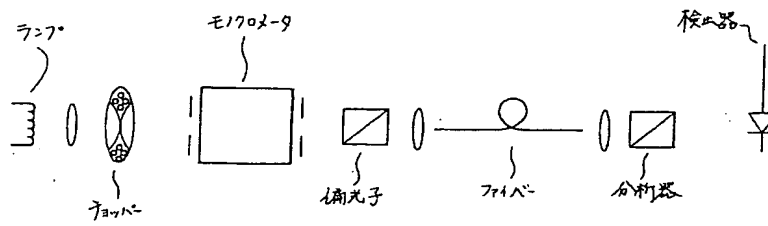
【図2】



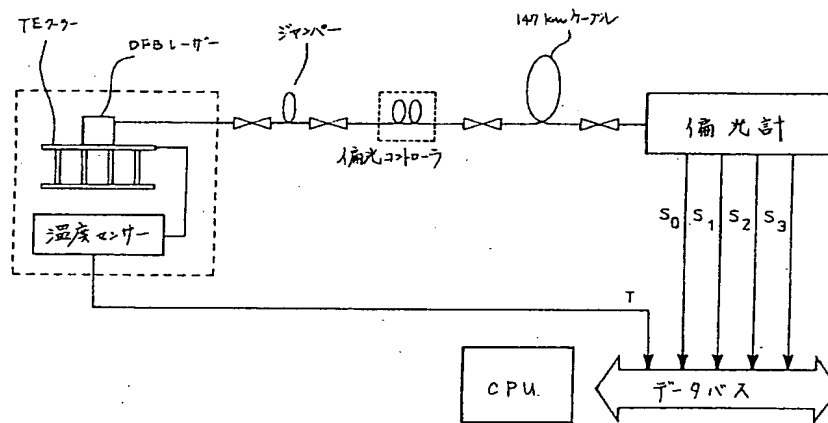
【図3】



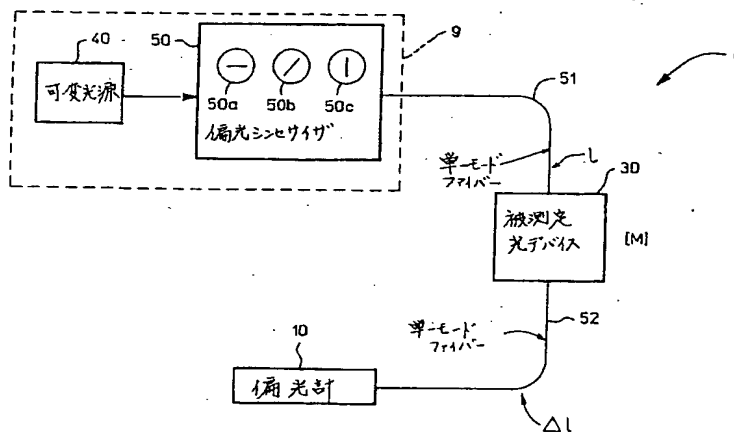
【図4】



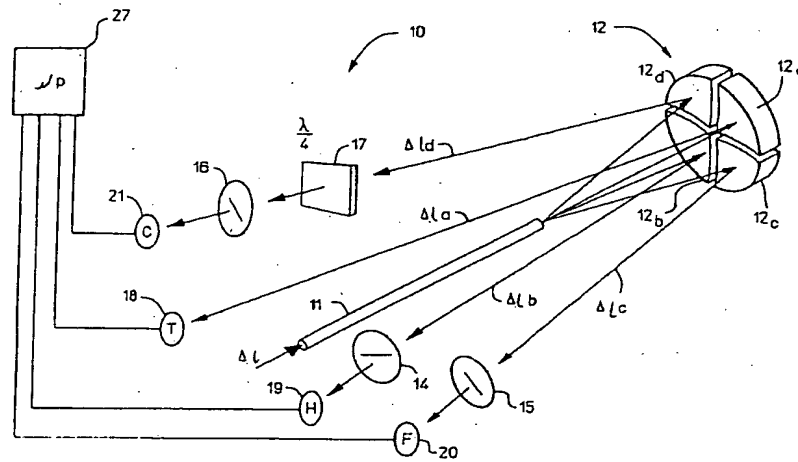
【図5】



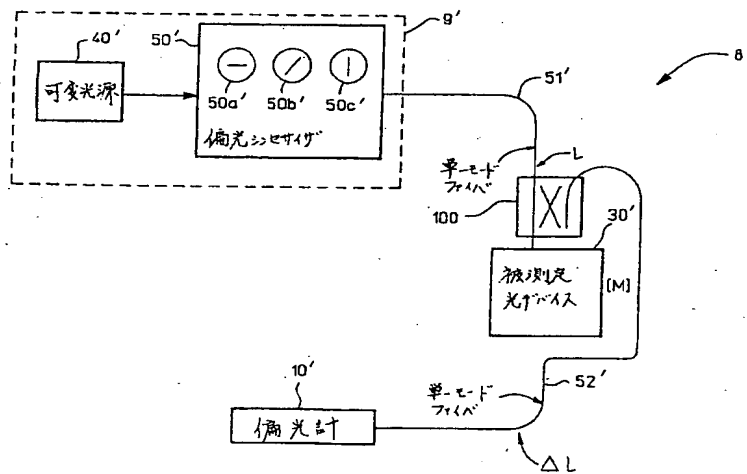
√【図6】



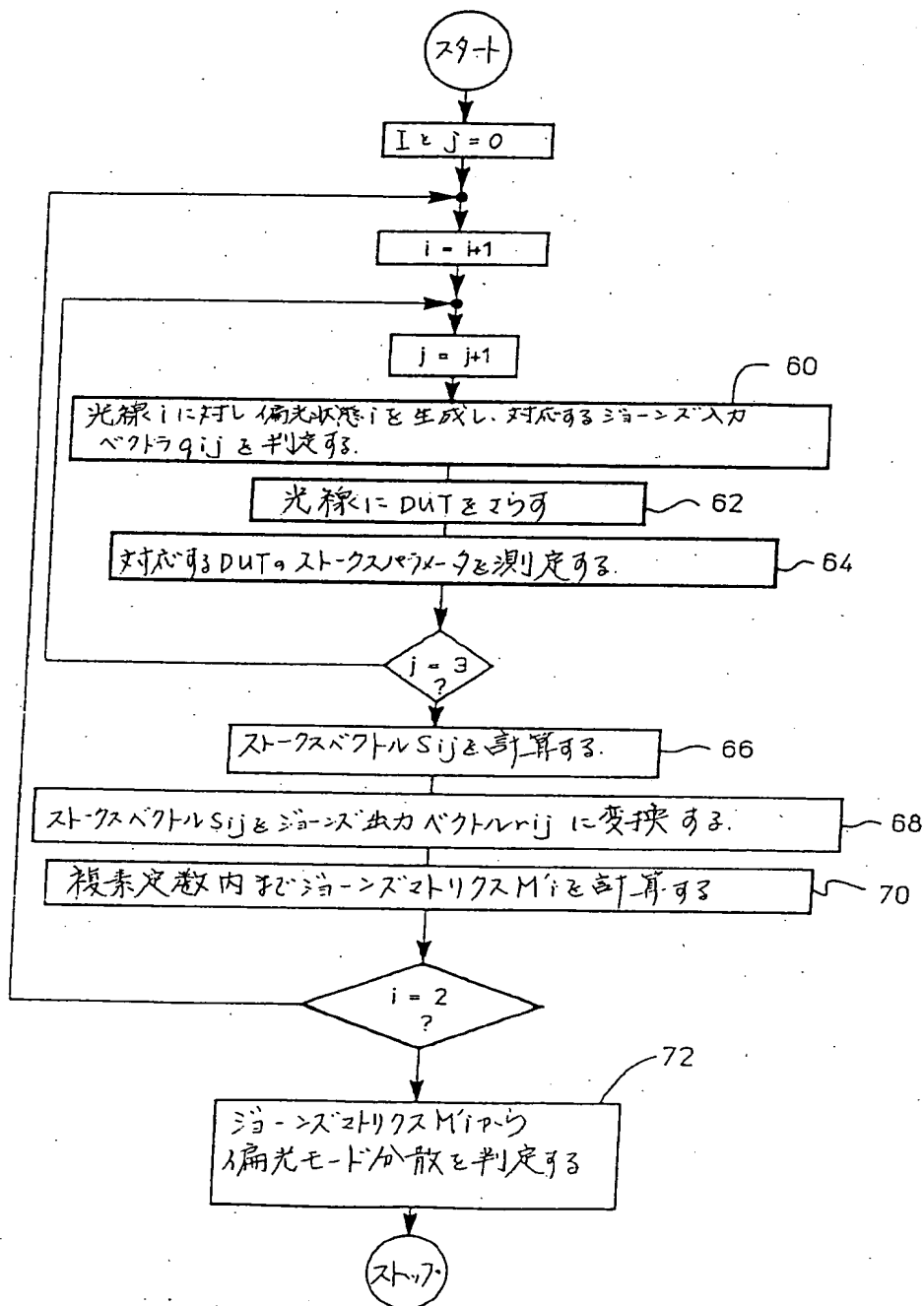
【図7】



【図9】



【図8】



【図 10】

